

## ВОЗБУЖДЕНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ КОЛЕБАНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СТРУКТУРАХ ПОТОКАМИ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Кравченко В.И., д.т.н., проф., Яковенко И.В., д.ф.-м.н., г.н.с., Глухов Е.В., н.с.  
НИПКИ "Молния" Национального технического университета "Харьковский политехнический институт"  
Украина, 61013, Харьков, ул. Шевченко, 47, НИПКИ "Молния" НТУ "ХПИ"  
тел. (0572) 707-61-33, факс (0572) 707-61-33, e-mail: nipkimolnija@kpi.kharkov.ua

*Запропонована аналітична модель механізму взаємодії електромагнітних коливань та струмів заряджених частинок, що виникають внаслідок дії імпульсного електромагнітного випромінювання у провідних елементах електрорадіовиробів, що містять напівпровідникові надграти. Визначено вирази для інкрементів нестійкостей електромагнітних коливань у системі напівпровідникова плазма-потік заряджених частинок при збудженні коливань у субміліметровому діапазоні.*

*Предложена аналитическая модель механизма взаимодействия электромагнитных колебаний и токов, возникающих вследствие воздействия электромагнитного излучения в проводящих элементах электрорадиоизделий, содержащих полупроводниковые сверхрешетки. Определены выражения для инкрементов неустойчивостей электромагнитных колебаний в системе полупроводниковая плазма-поток заряженных частиц при возбуждении колебаний в субмиллиметровом диапазоне.*

### ВВЕДЕНИЕ

Все многообразие отказов, возникающих в РЭА как результат воздействия сторонних факторов, принято разделять на обратимые и необратимые [2]. Необратимые отказы характеризуются полной утратой работоспособности РЭА. Они наступают в случае, когда изменение внутренних параметров аппаратуры превышает допустимые пределы (при воздействии внешнего ЭМИ необратимые отказы обычно возникают вследствие теплового пробоя комплектующих). Для обратимых отказов характерна временная утрата работоспособности, приводящая к искажению выходных характеристик.

Расширение областей применения и возрастание быстродействия радиоэлектронной аппаратуры (РЭА) приводит к необходимости все большего использования элементной базы, содержащей изделия полупроводниковой электроники [1]. Это увеличивает степень влияния внешнего электромагнитного излучения (ЭМИ) на работоспособность РЭА, к воздействию которого полупроводниковые комплектующие обладают повышенной чувствительностью.

Большинство имеющихся теоретических и экспериментальных результатов исследований влияния ЭМИ на радиоизделия относятся к области необратимых отказов. Моделирование механизмов взаимодействия наведенных ЭМИ токов и напряжений с процессами, характеризующими функциональное назначение изделий, обычно проводится в рамках теории цепей с распределенными параметрами. Этот подход позволяет оценить критерии работоспособности в целом (например оценить критическую энергию, характеризующую тепловой пробой), однако вопросы связанные с определением различного рода электромагнитных взаимодействий, протекающих непосредственно в комплектующих изделиях при воздействии ЭМИ остаются открытыми.

Настоящая работа в определенной степени компенсирует существующий пробел в этой области исследований обратимых отказов. В ней исследуется

взаимодействие потоков заряженных частиц, наведенных ЭМИ, с волновыми процессами в полупроводниковых структурах, используемых в современной СВЧ-электронике.

### ОСНОВНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Объектом исследования является периодическая структура, состоящая из полупроводниковых пластин (полупроводниковая сверхрешетка). Предполагается, что в результате воздействия ЭМИ, в структуре возникает поток заряженных частиц, который теряет часть своей энергии на возбуждение ее собственных электромагнитных колебаний. В статье исследуются дисперсионные характеристики данной структуры и механизмы взаимодействия потока заряженных частиц с электростатическими колебаниями. Получены выражения для собственных частот и определены энергетические потери наведенных ЭМИ токов на их возбуждение в миллиметровом и субмиллиметровом диапазонах электромагнитных волн.

Пусть моноэнергетический нейтральный поток заряженных частиц с плотностью  $n_0$  проходит с постоянной скоростью  $v_0$  через периодическую структуру (период  $q$ ), состоящую из чередующихся плазменных слоев  $d_1, d_2$  и различающихся диэлектрическими постоянными концентрациями электронов проводимости  $N_{01}, N_{02}$ .

Определим спектр и затухание (нарастание) электромагнитных колебаний такой системы. Выбираем систему отсчета таким образом, чтобы оси  $X, Y$  были направлены параллельно, а ось  $Z$  - перпендикулярно границе раздела. Заметим, что потери энергии заряженной частицы при прохождении через слоистый диэлектрик впервые рассматривались в работе [3].

Для описания электромагнитных свойств структуры состоящей из плазменных слоев, в пренебрежении эффектами запаздывания, воспользуемся следующей системой уравнений:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \vec{E} &= 0; \operatorname{div}[\varepsilon_0(z)\vec{E}] = 4\pi e(N+n) \\ \frac{\partial N}{\partial t} + \operatorname{div}[N_0(z)\vec{u}] &= 0; m \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} = e\vec{E} \\ \frac{\partial n}{\partial t} + \operatorname{div}(n_0\vec{v} + \vec{v}_0 n) &; m \left( \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + v_0 \frac{\partial \vec{v}}{\partial z} \right) = e\vec{E} \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь  $n(r,t), N(r,t), v(r,t), u(r,t)$  - возмущенные концентрации и скорости электронов пучка и неподвижной плазмы,  $\varepsilon_0(z); N_0(z)$  - являются периодическими функциями, принимающими в пределах  $d = d_1 + d_2$  значения  $\varepsilon_{01;02}; N_{01;02}$ .

Индексы "1" и "2" будут означать принадлежность величин, входящих в уравнения (4.66) к слоям с индексами толщины "1" и "2". В дальнейшем необходимо ввести скалярный потенциал  $\varphi(r,t); (\vec{E} = -\vec{\nabla}\varphi)$ .

На границе слоев выполняются условия непрерывности потенциалов и полных токов  $J_i$  (смещения и проводимости):

$$\begin{aligned} \varphi_1(0) &= \varphi_2(0) \\ J_1(0) &= J_2(0) \end{aligned} \quad (2)$$

где  $J_i = \frac{\varepsilon_{0i}}{4\pi} \frac{\partial E_{iz}}{\partial t} + e(N_{0i}u_{iz} + n_0v_{iz} + v_0n_i) \quad i=1,2$ .

В связи с образованием в структуре волн пространственного заряда (ВПЗ), обусловленных движущимся потоком частиц, возникает необходимость в дополнительных граничных условиях. В качестве таковых используются непрерывности потоков заряженных частиц и их импульсов. Эти условия имеют вид:

$$\begin{aligned} n_1(0) &= n_2(0) \\ v_{1z}(0) &= v_{2z}(0) \end{aligned} \quad (3)$$

Используя свойство трансляционной симметрии  $\varphi(z+d) = \varphi(z) \cdot e^{i \cdot k \cdot d}$  ( $k$  - произвольный волновой вектор), можно представить граничные условия на плоскостях, разделяющих слои, следующим образом:

$$\begin{aligned} \varphi_1(d_1) &= \varphi_2(-d_2) \cdot e^{i \cdot k \cdot d} \\ J_1(d_1) &= J_2(d_2) \cdot e^{i \cdot k \cdot d} \\ n_1(d_1) &= n_2(-d_2) \cdot e^{i \cdot k \cdot d} \\ v_{1z}(d_1) &= v_{2z}(-d_2) \cdot e^{i \cdot k \cdot d} \end{aligned} \quad (4)$$

Представляя зависимость всех переменных величин от координат и времени экспоненциальной, легко получить решение уравнений в каждом слое. С помощью граничных условий (2) - (3) можно исключить неопределенные константы и получить дисперсионное уравнение, связывающее между собой частоту, волновые векторы -  $\omega, q_{x,y}, k$  и параметры среды.

Рассмотрим одномерный случай:  $q_x; q_y = 0$ . Решение системы уравнений (1) в  $i$ -м слое имеет вид:

$$\begin{aligned} \varphi_i(z) &= A_i z + B_i + \frac{4\pi e^2 v_0}{\varepsilon_i} \times \\ &\times \left[ \frac{C_i \cdot e^{i\lambda_i z}}{(\omega + v_0 \lambda_i)^2} + \frac{F_i \cdot e^{-i\lambda_i z}}{(\omega - v_0 \lambda_i)^2} \right] \cdot e^{i \frac{\omega}{v_0} z}; \end{aligned}$$

$$E_i = -A_i - \frac{4\pi e v_0}{\varepsilon_i} \left[ \frac{C_i \cdot e^{i\lambda_i z}}{\omega + v_0 \lambda_i} + \frac{F_i \cdot e^{-i\lambda_i z}}{\omega - v_0 \lambda_i} \right] \cdot e^{i \frac{\omega}{v_0} z}; \quad (5)$$

$$n_i = (C_i \cdot e^{-i\lambda_i z} + F_i \cdot e^{i\lambda_i z}) \cdot e^{i \frac{\omega}{v_0} z};$$

$$\begin{aligned} v_i &= -\frac{4\pi e^2}{m\lambda_i \varepsilon_i} \left[ \frac{C_i \cdot e^{i\lambda_i z}}{\omega + v_0 \lambda_i} - \frac{F_i \cdot e^{-i\lambda_i z}}{\omega - v_0 \lambda_i} \right] \times \\ &\times e^{i \frac{\omega}{v_0} z} + \frac{eA_i}{i \cdot m \cdot \omega}, \end{aligned}$$

где  $\varepsilon_i = \varepsilon_{0i} - \frac{\omega_{0i}^2}{\omega^2}$ ;  $\lambda_i = \frac{\omega_0}{v_0 \sqrt{\varepsilon_i}}$ ;  $\omega_{0i}; \omega_0$  - ленгмю-

ровские частоты электронов неподвижной плазмы и пучка  $A, B, C, F$  - произвольные постоянные. Видно, что потенциал содержит слагаемые различного рода. Первое и второе представляют собой решение уравнения Лапласа  $\partial^2 \varphi / \partial z^2 = 0$ , третье и четвертое - потенциалы, создаваемые ВПЗ. Легко убедиться, что граничные условия допускают решения  $A_i = 0$ , так как при этом  $J_i(z)$  тождественно обращается в нуль, концентрация и скорость частиц зависят от констант  $C, F$ , а граничные условия для потенциалов (3) и (4) позволяют определить  $B_1, B_2$  через  $C, F$ . При этом из граничных условий получим дисперсионное уравнение:

$$\begin{aligned} \cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right) \cdot d &= \cos \lambda_1 d_1 \cdot \cos \lambda_2 d_2 - \\ &- \frac{\lambda_1^2 + \lambda_2^2}{2 \cdot \lambda_1 \cdot \lambda_2} \sin \lambda_1 d_1 \cdot \sin \lambda_2 d_2 \end{aligned} \quad (6)$$

Это уравнение впервые было получено в работе [4], где была показана возможность возникновения неустойчивых состояний. При этом в [4] не принимались во внимание связанные с частотной дисперсией диэлектрической проницаемости собственные колебания, существующие в структуре в отсутствие пучка.

В случае малой плотности пучка  $\lambda_1 d_1 \ll 1$ ;  $\lambda_2 d_2 \ll 1$  уравнение (6) преобразуется к виду:

$$\cos\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right) \cdot d = 1 - \frac{\omega_0^2 \cdot d^2}{2 \cdot v_0^2 \cdot \varepsilon_{zz}}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_{zz}(\omega) = d\varepsilon_1 \varepsilon_2 / (d_1 \varepsilon_2 + d_2 \varepsilon_1)$  - компонента тензора диэлектрической проницаемости мелкодисперсной среды.

В случае слабой пространственной дисперсии:

$\frac{\omega d}{v_0} \ll 1$ ;  $kd \ll 1$  из выражения (7) получим:

$$\left(\frac{\omega}{v_0} - k\right)^2 = \frac{\omega_0^2}{v_0^2 \varepsilon_{zz}}. \quad (8)$$

Закон дисперсии колебаний имеет тот же вид, что и в однородной среде, диэлектрическая проницаемость которой равна  $\varepsilon_{zz}(\omega, d_1, d_2)$ . Из выражения (8) в приближении малой плотности пучка полагая получим:

$$\Delta\omega^2 = \frac{\omega_0^2}{\varepsilon_{zz}(\omega = kv_0)}; \quad \Delta\omega \ll kv_0. \quad (9)$$

В этом случае возникают колебания с частотой, определяемой временем пролета  $\tau$  частицей пространственного периода структуры  $\tau = \frac{d}{v_0}$ . Целое число  $l$  равно отношению времени пролета к периоду колебаний.

Колебания становятся неустойчивыми при условии

$$\varepsilon_{zz} < 0 \quad (\Delta\omega^2 < 0),$$

то есть диэлектрическая проницаемость хотя бы одного из слоев должна обладать частотной дисперсией и быть отрицательной

Пусть

$$\varepsilon_2 > 0, \varepsilon_1 < 0,$$

тогда из формул (8) – (9) следует:

$$\Delta\omega^3 = \frac{\omega_0^2 \cdot \omega_{p1} \cdot d_1}{2 \cdot \varepsilon_{01} \cdot d}. \quad (10)$$

Инкремент неустойчивости равен:

$$\text{Im } \Delta\omega = \frac{\sqrt{3}}{2} \left( \frac{\omega_0^2 \cdot \omega_{p1} \cdot d_1}{2 \cdot \varepsilon_{01} \cdot d} \right)^{\frac{1}{3}},$$

где  $\omega_{p1} = \frac{\omega_{01}}{\sqrt{\varepsilon_{01}}}$ .

Если  $\omega = kv_0$  то мы имеем неустойчивость в условиях черенковского резонанса с инкрементом, который в  $\left(\frac{d_1}{d_2}\right)^{\frac{1}{3}}$  раз меньше чем в однородной плазме.

В случае  $\omega_p = \frac{2\pi v_0}{d} l$  неустойчивость связана с черенковским параметрическим излучением заряженной частицы [3].

Из выражения (8) следует, что неустойчивость возникает также при условии когда  $\varepsilon_{zz}$  является комплексной величиной и  $\text{Re } \varepsilon_{zz} > 0$ .

## ВЫВОДЫ

1. Предложена модель взаимодействия наведенных внешним ЭМИ токов с электростатическими колебаниями структуры металл-диэлектрик-полупроводник (МДП), основанная на реализации резонансного (черенковского) взаимодействия движущихся зарядов и электромагнитных колебаний в условиях, когда совпадают фазовая скорость волны и скорость заряженной частицы.

2. Получены расчетные соотношения, связывающие величину энергетических потерь наведенных токов с параметрами МДП-структур: концентрацией свободных носителей, диэлектрической проницаемостью, размерами структуры.

3. Приведенные количественные оценки показывают, что величина энергии излучения лежит в пределах чувствительности современных приемников излучения субмиллиметрового диапазона

$$\left(\frac{\partial W}{\partial t} \approx 10^{-11} \text{ Вт}\right).$$

## ЛИТЕРАТУРА

- [1] Мырова Л.О., Чепиженко А.З. Обеспечение стойкости аппаратуры связи к ионизирующим электромагнитным излучениям. - М.: Радио и связь, 1988, 235 с.
- [2] Михайлов М.И., Разумов Л.Д., Соколов С.А. Электромагнитные влияния на сооружения связи. - М.: Радио и связь. - 1979. - 225 с.
- [3] Стил М., Вюраль Б. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. - М.; Атомиздат - 1973. - 312 с.
- [4] Белецкий Н.Н., Светличный В.М., Халамейда Д.Д., Яковенко В.М. Электромагнитные явления СВЧ-диапазона в неоднородных полупроводниковых структурах. - Киев.: Наукова думка. - 1991. - 216 с.
- [5] Зи С. Физика полупроводниковых приборов. - М.: Мир. - 1984. - 456 с.

Поступила 11.01.2006